



Um estudo sobre a influência da recombinação de gluons na distribuição de momento transversal de partículas carregadas

Andre Veiga Giannini

Instituto de Física – Universidade de São Paulo

Orientador: Francisco de Oliveira Durães

Universidade Presbiteriana Mackenzie

XXV Reunião de Trabalho sobre Interações Hadrônicas - Campinas

Motivação

A luz dos resultados que foram obtidos para as seções de choque hadrônicas e de fotoprodução, comparando os regimes linear e não linear da QCD por meio de diferentes PDFs, estudamos a influência da saturação de partons em outros observáveis.

Objetivos

Investigar se existe algum sinal da influência da dinâmica não linear da QCD na distribuição de momento transversal de partículas carregadas.

Seção de choque invariante

$$E \frac{d^3 \sigma^{A+B \rightarrow h+X}}{dq^3} = \frac{1}{2\pi q_T} \frac{d^2 \sigma^{A+B \rightarrow h+X}}{dq_T dy}$$

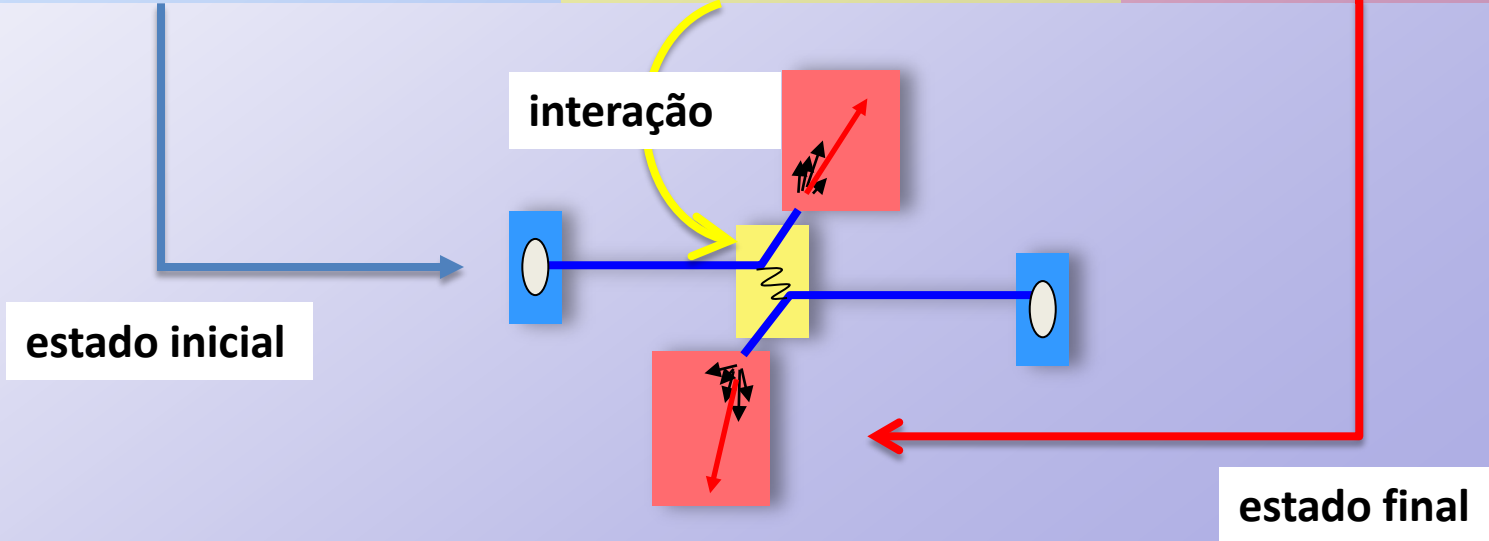
$$h \equiv h^+ + h^-$$

$$d\sigma^{pp \rightarrow h+X} = \sum_{ijk} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \otimes \hat{\sigma}^{ij \rightarrow k+x}(x_1, x_2, Q^2, \alpha_s(\mu^2)) \otimes D_{k \rightarrow h}(z, \mu_F^2)$$

PDFs: distribuições de partons nos hadrons colidentes.
Análise global de dados experimentais

Seção de choque do espalhamento partônico: calculado via pQCD

Funções de Fragmentação: extraídas de $e^+ e^-$



Seção de choque invariante

$$E \frac{d^3 \sigma^{A+B \rightarrow h+X}}{dq^3} = \frac{1}{2\pi q_T} \frac{d^2 \sigma^{A+B \rightarrow h+X}}{dq_T dy}$$

$$h \equiv h^+ + h^-$$

$$d\sigma^{pp \rightarrow h+X} = \sum_{ijk} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \otimes \hat{\sigma}^{ij \rightarrow k+x}(x_1, x_2, Q^2, \alpha_s(\mu^2)) \otimes D_{k \rightarrow h}(z, \mu_F^2)$$

PDFs: distribuições de partons nos hadrons colidentes.
Análise global de dados experimentais

Seção de choque do espalhamento partônico:
calculado via pQCD

Funções de Fragmentação:
extraídas de $e^+ e^-$

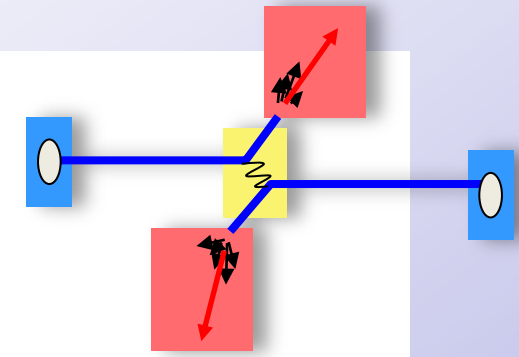
GRV98
CTEQ6L
EHKQS

B. L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, Phys. Lett. B 70, 234 (1977).

KKP

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow h+X}}{dq_T^2 dy} = K \sum_f \int \frac{dz}{z^2} D_{f \rightarrow h}(z, \mu_F^2) \frac{d\sigma^{AB \rightarrow f+X}}{dp_T^2 dy_f} \Big|_{p_T^2, y_f}$$

$$= K \int \frac{dz}{z^2} \int dy_2 \sum_{\langle ij \rangle \langle kl \rangle} \frac{1}{1 + \delta_{kl}} \frac{1}{1 + \delta_{ij}} \times$$



$$\left\{ \underbrace{x_1 f_{i/A}(x_1, Q^2) x_2 f_{j/B}(x_2, Q^2)}_{\text{blue}} \left[\frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{t}, \hat{u}) \underline{D_{k \rightarrow h}(z, \mu_F^2)} + \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{u}, \hat{t}) \underline{D_{l \rightarrow h}(z, \mu_F^2)} \right] \right.$$

$$\left. + \underbrace{x_1 f_{j/A}(x_1, Q^2) x_2 f_{i/B}(x_2, Q^2)}_{\text{blue}} \left[\frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{u}, \hat{t}) \underline{D_{k \rightarrow h}(z, \mu_F^2)} + \frac{d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}}{d\hat{t}}(\hat{t}, \hat{u}) \underline{D_{l \rightarrow h}(z, \mu_F^2)} \right] \right\}$$

$$p_T = \frac{q_T}{z} J(m_T, y)$$

$$-\log(\sqrt{s}/p_T - e^{-y_f}) \leq y_2 \leq \log(\sqrt{s}/p_T - e^{y_f})$$

$$y_f = \text{arsinh}\left(\frac{m_T}{q_T} \sinh y\right)$$

$$\frac{2m_T}{\sqrt{s}} \cosh y \leq z \leq \min \left[1, \frac{q_T}{p_0} J(m_T, y) \right]$$

$$m_T = \sqrt{q_T^2 + m^2}$$

$$J(m_T, y) = \left(1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y} \right)^{-1/2}$$

$$p_0 = p_{Tmin}$$

Regime não linear: equações GLRMQ

GLR: *Phys. Rept.* **100**, 1 (1983)

MQ: *Nucl. Phys.* **B268**, 427 (1986)

Inclusão dos diagramas de recombinação de gluons

$$\frac{\partial xg(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\partial xg(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} \Big|_{\text{DGLAP}} - \frac{9\pi \alpha_s^2}{2 Q^2} \int_x^1 \frac{dy}{y} y^2 G^{(2)}(y, Q^2)$$


$$\frac{\partial xq(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} \approx \frac{\partial xq(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} \Big|_{\text{DGLAP}} - \frac{3\pi \alpha_s^2}{20 Q^2} x^2 G^{(2)}(x, Q^2)$$

$$x^2 G^{(2)}(x, Q^2) = \frac{[xg(x, Q^2)]^2}{\pi R^2}$$

K. Eskola et al. *Nucl. Phys.* **B 660**, 211 (2003)

Acesso as PDFs: www.jyu.fi/fysiikka/en/research/highenergy/urhic/EHKQS/index.html

**Processos partônicos
considerados:**

$$\left\{ \begin{array}{ll} gg \rightarrow gg & q_i q_j \rightarrow q_i q_j \ (i \neq j) \\ gg \rightarrow q\bar{q} & q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j \ (i \neq j) \\ gq \rightarrow gq & q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i \\ q\bar{q} \rightarrow gg & q_i q_i \rightarrow q_i q_i \end{array} \right.$$

K. J. Eskola and H. Honkanen, Nucl. Phys. **A 713**, 167 (2003)

$$\left. \frac{d\sigma_{AB}^h}{dq_T^2 d\eta} \right|_{\eta \in \Delta\eta} \equiv \frac{1}{\Delta\eta} \int_{\Delta\eta} d\eta \frac{d\sigma_{AB}^h}{dq_T^2 d\eta} = \frac{1}{\Delta\eta} \int_{\Delta\eta} d\eta J(m_T, y)^{-1} \frac{d\sigma_{AB}^h}{dq_T^2 dy}$$

$$y = \operatorname{arsinh}\left(\frac{q_T}{m_T} \sinh \eta\right)$$

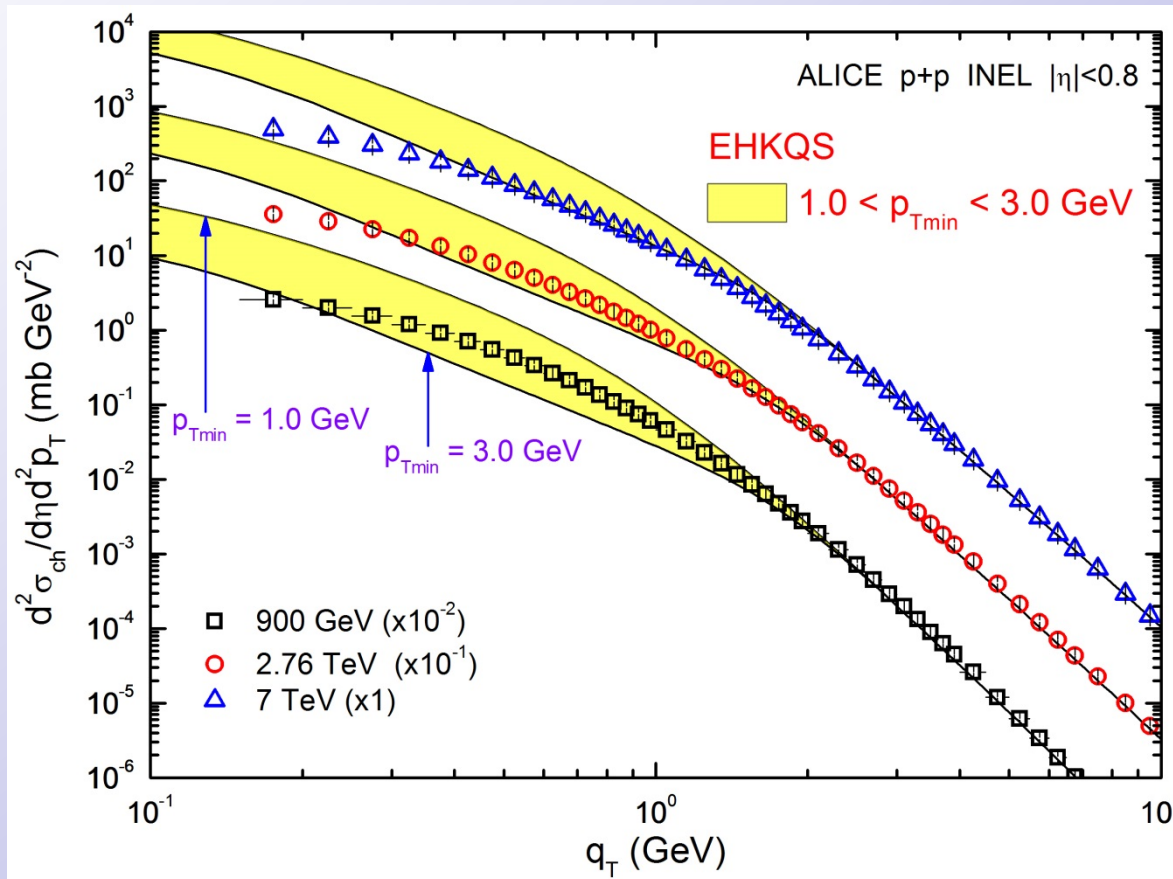
$$J(m_T, y)^{-1} = \partial y / \partial \eta$$

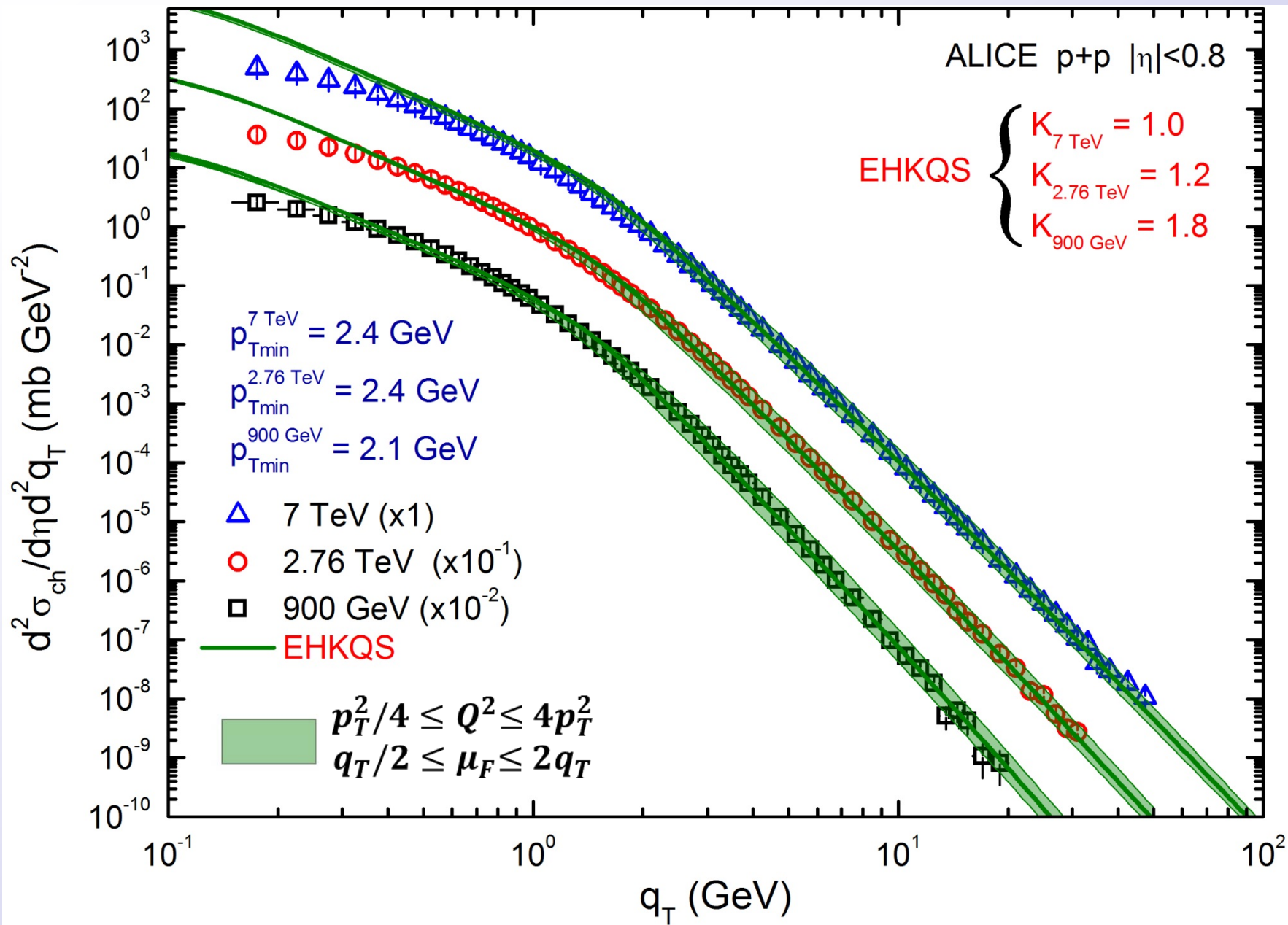
Parâmetros livres:

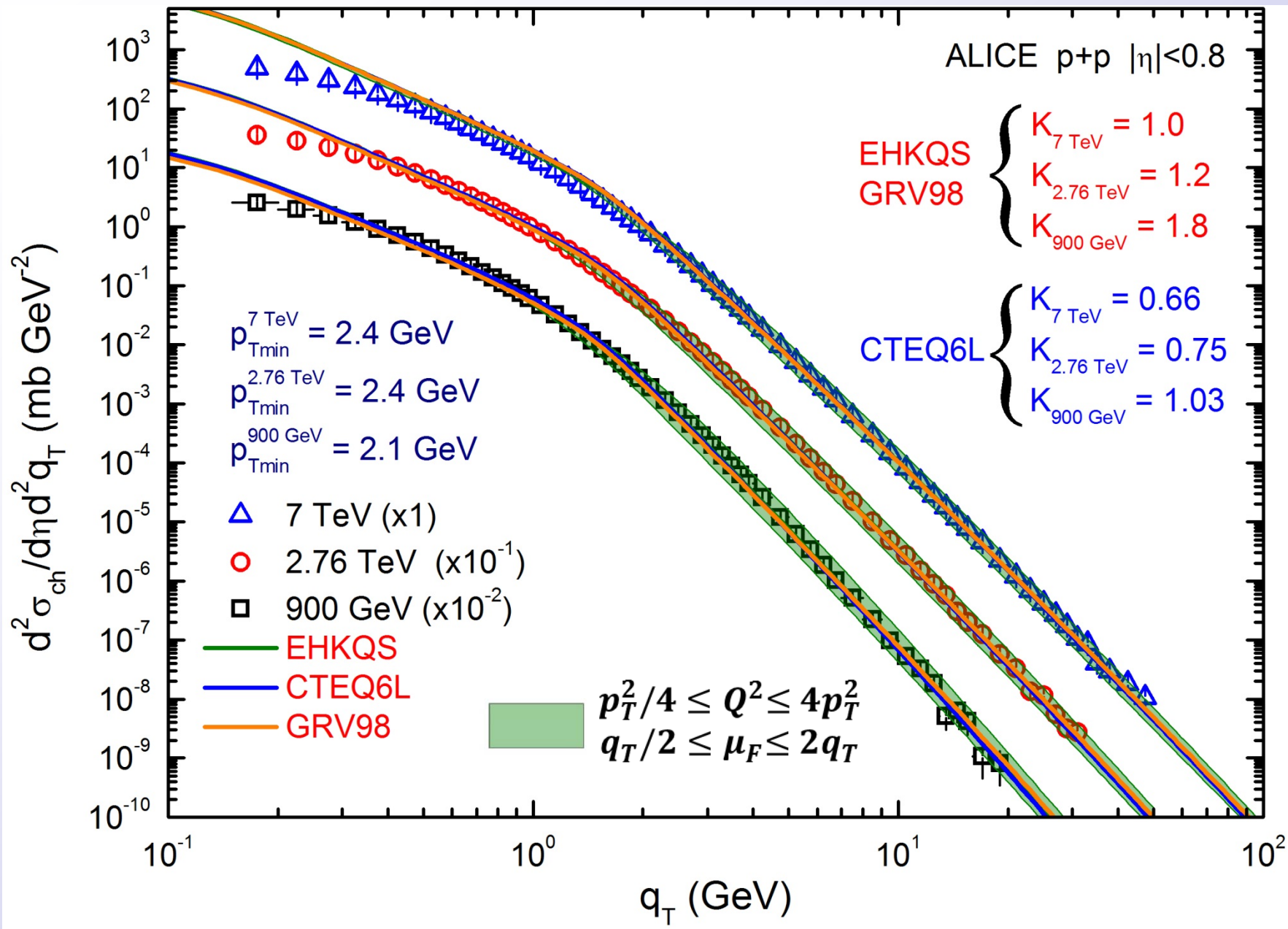
$$p_{Tmin} \ ; \ K$$

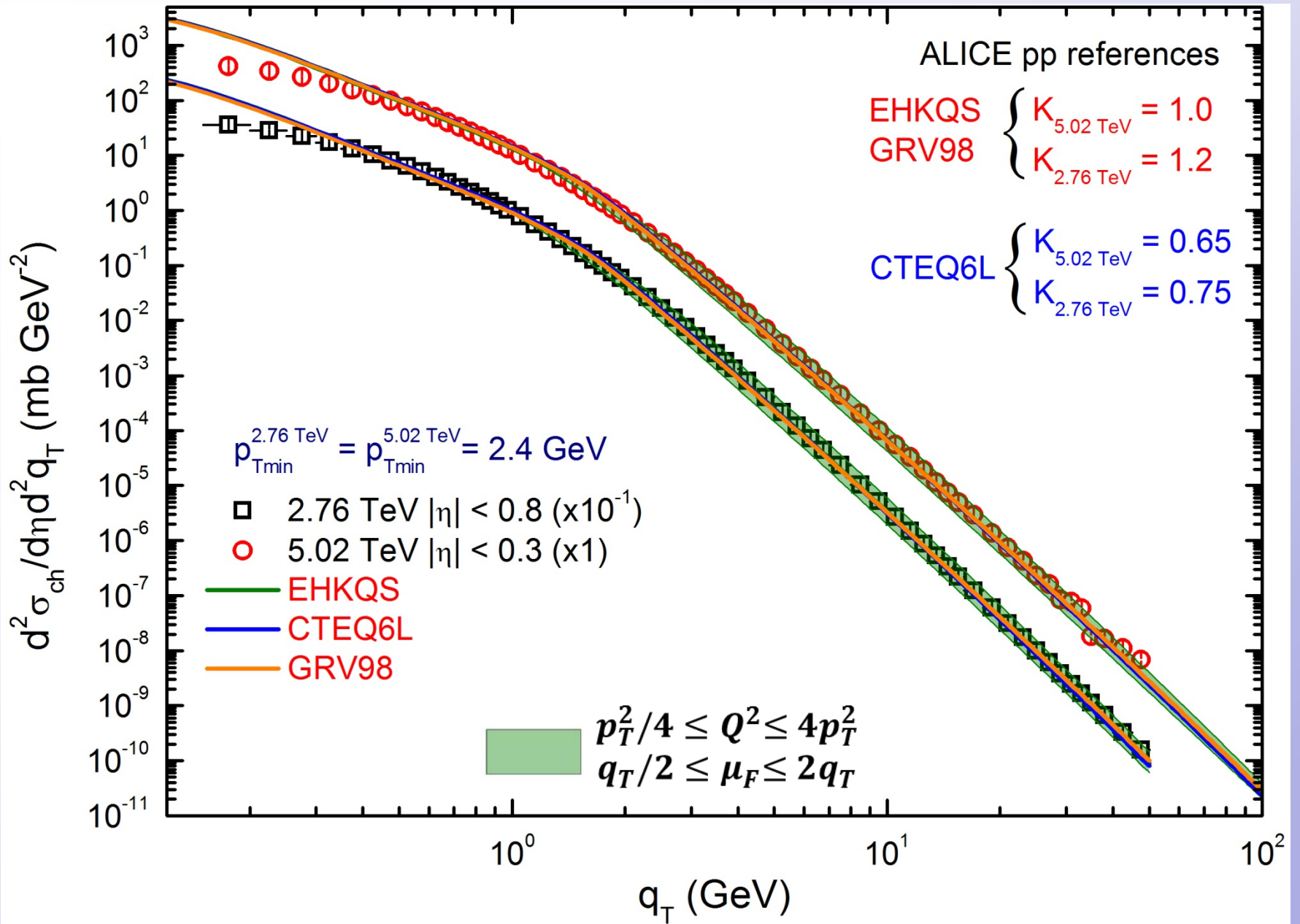
Por que colisões p+p e resultados

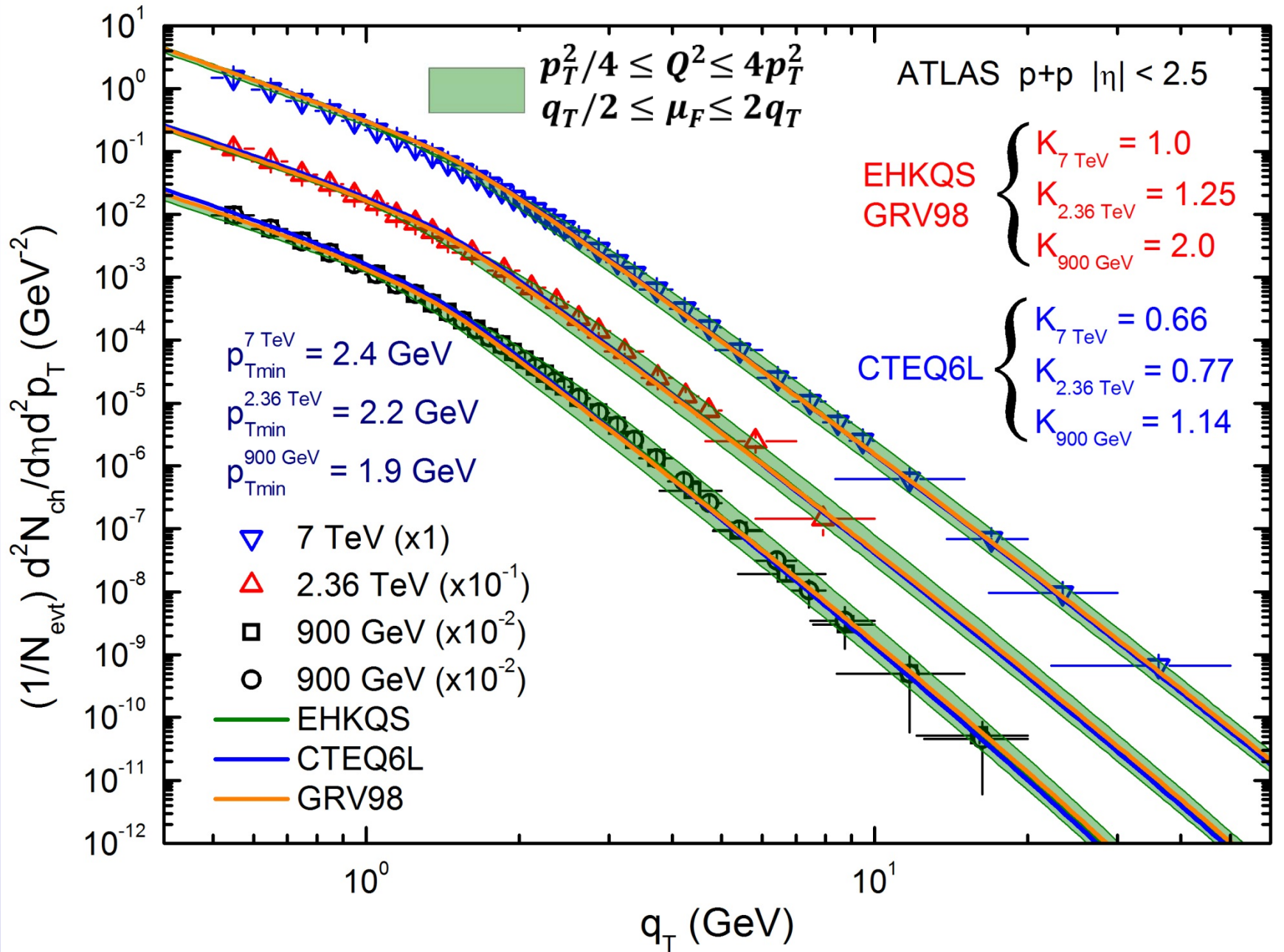
- Uma boa descrição dos dados experimentais vindos de colisões $p + p$ é essencial para um cálculo confiável do espectro em colisões $p + A$ (minimum-bias) bem como para o fator de modificação nuclear, R_{pA} .
- Oferece outro meio para fixação do parâmetro p_{Tmin} .

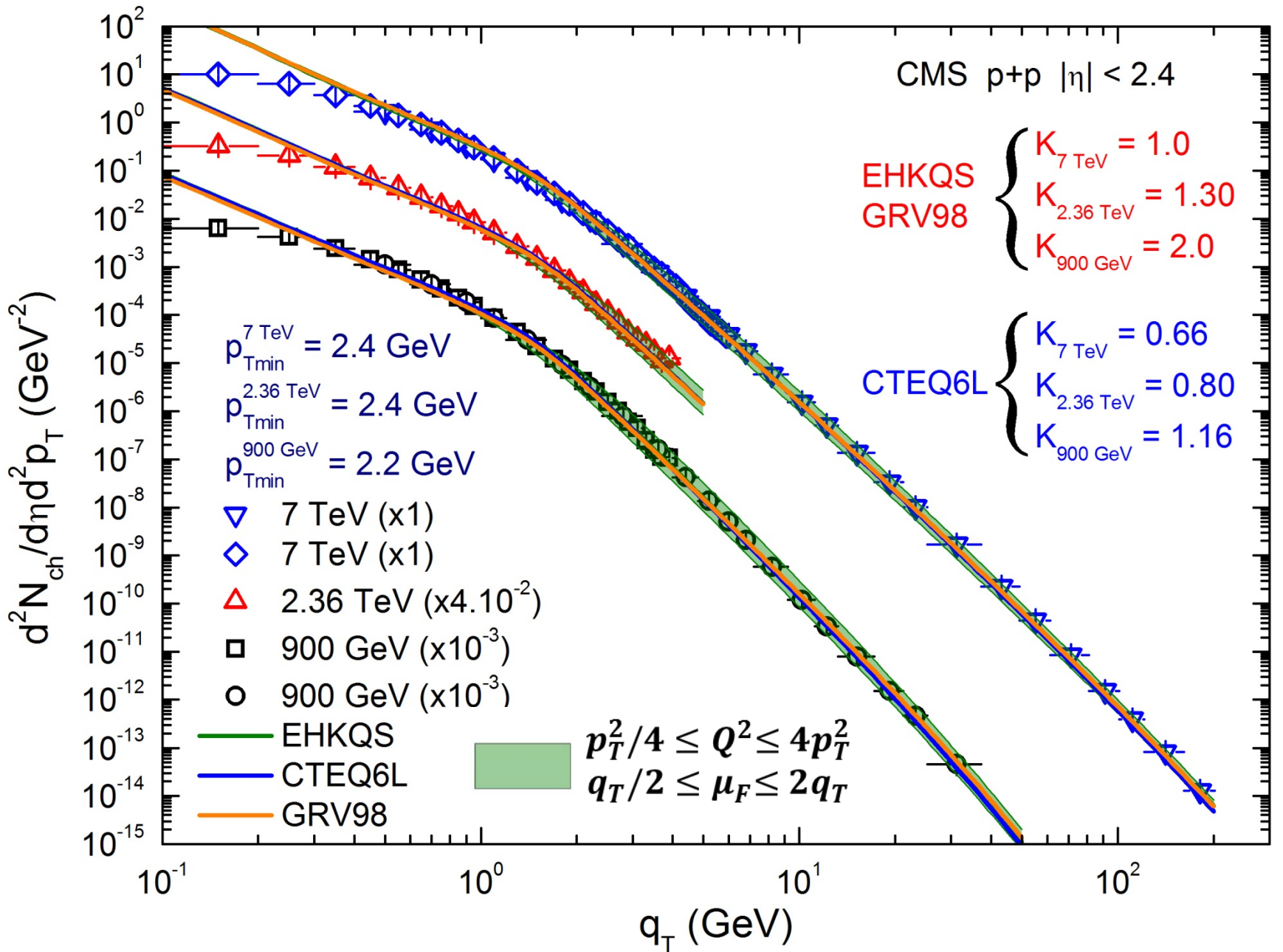












Conclusões

- É possível obter uma boa descrição dos dados do LHC para o espectro de momento transversal de partículas carregadas em colisões $p + p$ com efeitos não-lineares da QCD.
- Nessas energias e para esse observável os efeitos não-lineares mostram-se pouco evidentes nessas colisões.
- As incertezas na escolha das escalas de fatorização e fragmentação são relevantes.
- p_{Tmin} cresce e K decresce com a energia do centro de massa do processo (compatível com K. J. Eskola and H. Honkanen, Nucl. Phys. A 713, 167 (2003)).

Próximos passos

- Verificar a aplicabilidade do modelo quando são considerados estados finais identificados (pions, kaons, protons).
- Colisões $p + A$ e $A + A$.
- Analisar a resposta do modelo para o fator de modificação nuclear R_{pA} e R_{AA} .

Backup slides

GLRMQ: Origem do termo não linear.

Small-x effects in heavy quark production

The GLR equation for the gluon may be written symbolically as

$$\frac{\partial xg}{\partial \ln Q^2} = P_{gg} \otimes g + P_{gq} \otimes q - \frac{81\alpha_s^2}{16R^2Q^2} \int \frac{dy}{y} [y g(y, Q^2)]^2. \quad (2)$$

The nonlinear shadowing term, $\propto -[g]^2$, arises from perturbative QCD diagrams which couple four gluons to two gluons so that two gluon ladders recombine into a single gluon ladder. The minus sign occurs because the scattering amplitude corresponding to a gluon ladder is predominantly imaginary. The parameter R is a measure of the transverse area πR^2 where the gluon density is sufficiently dense for recombination to occur.